



TITLE:

混合原子価系に於けるポーラロン  
効果の温度依存性(VII. 格子系およ  
び電子-フォノン相互作用, 価数揺動  
状態の総合的研究, 科研費研究会報  
告)

AUTHOR(S):

馬場, 久也

---

CITATION:

馬場, 久也. 混合原子価系に於けるポーラロン効果の温度依存性(VII. 格子系および電子-フォノン相互作用, 価数揺動状態の総合的研究, 科研費研究会報告). 物性研究 1984, 42(6): 93-95

ISSUE DATE:

1984-09-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91415>

RIGHT:

# 混合原子価系に於けるポーラロン効果の温度依存性

東北大・理 馬場久也

希土類イオンを含んだ混合原子価系に於いては、種々の興味ある特異な現象が報告されているが、その中で実験・理論の両面から、かなり研究がなされているものに、価数揺動と格子振動との強い相関効果による現象がある。その相関の起源は、希土類イオンの価数変化がイオン半径の変化を意味し、それが格子振動に影響を与えること、逆に格子振動が価数揺動に影響を与えることに依っている。このような電子系と格子系との結合の強い極限では、価数変化は局所的な格子変形を引き起こす。これは、いわゆるポーラロン効果である。これまで理論的研究によって、ポーラロン効果の果たす重要な役割が、いくつか指摘されたが、実験的には、きりした証拠は未だ示されていない。ポーラロン効果を観測する一つの可能性としては、その温度依存性を調べることがあげられる。本研究の目的はこのポーラロン効果の温度依存性を調べ、その観測の可能性を探ることにある。<sup>(2)</sup>

簡単のため  $\text{SmS}$  を例にとると、価数揺動状態においては、夫々の  $\text{Sm}$  イオンは、 $\text{Sm}^{2+}$  と  $\text{Sm}^{3+}$  の状態間で時間的に揺動し、そのイオン半径の差は、 $0.18 \text{ \AA}$  である。ここでは、価数揺動している系のみを考え、イオン・サイズ効果を入れた簡単なモデルを扱う。<sup>(1)</sup>

$$H = H_f + H_d + H_{fd} + H_{ph} + H_{el-ph}.$$

$$\begin{cases} H_f = \sum_i \epsilon_f f_i^+ f_i \quad (i: \text{Sm-site}), & H_d = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \epsilon_d d_{\mathbf{k}\sigma}^+ d_{\mathbf{k}\sigma}, \\ H_{fd} = V_{fd} \sum_{\mathbf{k}\sigma} (f_i^+ d_{\mathbf{k}\sigma} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}_i} + \text{r.c.}), \\ H_{ph} = \omega_0 \sum_j (a_j^+ a_j + \frac{1}{2}), \\ H_{el-ph} = \sum_{ij} g_{ij} (f_i^+ f_i - \bar{n}_f) (a_j^+ + a_j), \end{cases}$$

ここで  $f_i^+, d_{\mathbf{k}\sigma}^+$  は、夫々、局在した  $f$  電子、伝導電子の生成演算子である。簡単のために  $\text{Sm}$  イオンの振動は無視し、 $S$  イオンの Einstein 振動子を考える。 $a_j^+$  は Einstein 振動子の生成演算子である。 $H_{el-ph}$  はイオン・サイズ効果を表わす項で、 $g_{ij}$  は最近接対だけがゼロでないとし、 $g_{ij} = g \text{sgn}\{\vec{u}_j \cdot (\vec{R}_i - \vec{R}_j)\}$  与えられる。 $g$  は正の定数、 $\vec{R}_i$  と  $\vec{R}_j$  は格子ベクトルである。 $\bar{n}_f$  は  $\text{Sm}$  当たりの  $f$  電子数の平均である。 $\bar{n}_f$  が小さい場合には、band scheme は図1のように与えられる。

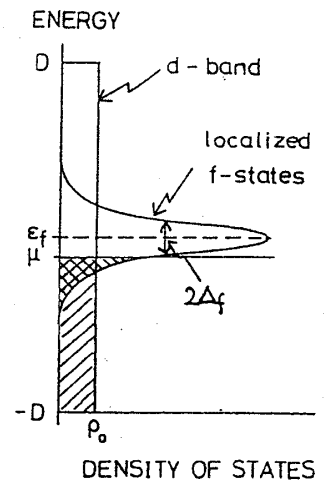


図 1

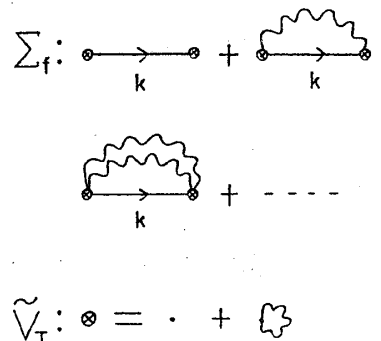
次に、陽な電子-格子相互作用を消去するために、正準変換を行なう。 $\tilde{H} \equiv e^{-D} H e^D \equiv \tilde{H}_0 + \tilde{H}'$  とすると、

$$\tilde{H}_0 = \sum_i (\epsilon_f - \mu) f_i^+ f_i - \omega_0 \sum_{ij} g_{ij} g_{ij} (f_i^+ f_i - \bar{n}_f) (f_j^+ f_j - \bar{n}_f) + \sum_{\mathbf{k}} (\epsilon_d - \mu) d_{\mathbf{k}}^+ d_{\mathbf{k}} + \sum_j \omega_0 (a_j^+ a_j + \frac{1}{2}),$$

$$\tilde{H}' = V_{fd} \sum_{\mathbf{k}\sigma} [f_i^+ d_{\mathbf{k}\sigma} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}_i} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left\{ \sum_j \frac{g_{ij}}{\omega_0} (a_j^+ - a_j) \right\}^n + \text{r.c.}]$$

となる。ここで、 $D \equiv - \sum_{ij} \left( \frac{g_{ij}}{\omega_0} \right) (f_i^+ f_i - \bar{n}_f) (a_j^+ - a_j)$ ,  $\tilde{\epsilon}_f \equiv \epsilon_f + (2\bar{n}_f - 1) \omega_0 \eta^2$ ,  $\eta^2 \equiv 6 \left( \frac{g}{\omega_0} \right)^2$  である。

以下では、 $f$ -レベル中 ( $\Delta_f$ ) に及ぼすポーラロン効果を調べるために、self-energy として、図2に与えられるものを計算する ( $V_{fd}$  に関しては2次摂動、 $g$  については必要な全ての次数



+ + ----

図 2

の摂動項を考慮する)。ここで、実線と波線は、夫々、伝導電子とフォンの自由な伝播関数である。全ての裸の  $V_{fd}$  は、任意の数のフォンの閉じた loop による、

$$\tilde{V}_{fd}(T) = V_{fd} \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2} \eta^2 \coth\left(\frac{\beta \omega_0}{2}\right)\right\}$$

に renormalize されることに注意する。 $\Sigma_f$  の陽な形は、次式で与えられる。

$$\Sigma_f(i\varepsilon_m) = -2\pi\rho_0 \tilde{V}_{fd}(T) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\eta^{2n}}{n!} \sigma_f^{(n)}(i\varepsilon_m),$$

$$\text{ここで、} \sigma_f^{(0)}(i\varepsilon_m) = -\frac{1}{\pi} \int d\varepsilon_k g_k^{(0)}(i\varepsilon_m),$$

$$\sigma_f^{(n)}(i\varepsilon_m) = -\frac{1}{\pi} \int d\varepsilon_k \beta^n \sum_{\omega_1} \cdots \sum_{\omega_n} g_k^{(0)}(i\varepsilon_m - i\omega_n) \times \mathcal{D}^{(0)}(i\omega_1) \prod_{r=1}^{n-1} \mathcal{D}^{(0)}(i\omega_{r+1} - i\omega_r) \quad (\text{for } n \geq 1),$$

$$\prod_{r=1}^0 \equiv 1, \quad g_k^{(0)}(i\varepsilon_n) = (i\varepsilon_n - \varepsilon_k + \mu)^{-1}, \quad \mathcal{D}^{(0)}(i\omega_n) = 2\omega_0/(\omega_n^2 + \omega_0^2),$$

$$\varepsilon_n = (2n+1)\pi/\beta, \quad \omega_n = 2n\pi/\beta \quad (n=0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad \text{として}$$

$\beta = (k_B T)^{-1}$  である。f-レベル巾  $\Delta_f$  は、 $\Sigma_f(i\varepsilon_m)$  を解析接続することによって与えられる ( $\Delta_f(\varepsilon) = -\text{Im} \Sigma_f(\varepsilon + i\delta)$ )。

有限温度での  $\Delta_f(\varepsilon = \varepsilon_0)$  を、種々の  $\omega_0/\varepsilon_0$  について、数値計算した結果が、図3に実線で示されている。ここで  $\varepsilon_0 \equiv \tilde{\varepsilon}_f - \mu$ ,  $\eta = 1.86$  とした。これらの結果から、ポーラロン効果は、 $\omega_0 \geq \varepsilon_0$  と  $T \lesssim \omega_0$  の両方の条件が満足される時に大きい事、従って、ポーラロン効果はかなりの温度依存性を示す事が分かる。

次に、現実の系では、電子数が保存するように、化学ポテンシャル  $\mu$  を決定する必要があるが、 $\mu$  の変化は電子系の特徴的エネルギー  $\varepsilon_0$  の変化を意味し、この変化は  $\Delta_f$  に対するポーラロン効果の大きさに、着しい影響を与える。従って、夫々の温度で電子数が保存するように、self-consistent に  $\mu$  と  $\Delta_f$  を決定しなければならない。Smイオン

当りの平均の f と d 電子数を  $\bar{n}_f, \bar{n}_d$  とすると、夫々、 $\bar{n}_f = \int d\varepsilon \rho_f(\varepsilon) n_F(\varepsilon)$ ,  $\bar{n}_d = 2\rho_d \int d\varepsilon n_F(\varepsilon)$  で与えられる。ここに  $n_F(\varepsilon)$  は、Fermi 分布関数であり、f 電子の状態密度  $\rho_f(\varepsilon)$  は、次式で与えられる。

$$\rho_f(\varepsilon) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} g_f(\varepsilon + i\delta) \simeq (\Delta_f(\varepsilon)/\pi) / \{(\varepsilon - \varepsilon_f)^2 + \Delta_f^2(\varepsilon)\}.$$

電子数保存は、 $\bar{n}_f + \bar{n}_d = 1$  である。これらの式から  $\mu$  と  $\Delta_f(\varepsilon)$  とを夫々の温度で self-consistent に決定する。

最初に、 $\Delta_f(\varepsilon)$  の  $\varepsilon$  依存性を無視し、 $\Delta_f(\varepsilon = \varepsilon_0)$  を置き換えた場合 (Case I) についての  $\Delta_f$  と  $\tilde{\varepsilon}_f - \mu$  の温度依存性が、図3と図4に、一点破線で示されている。この場合には、 $\Delta_f$  と  $\tilde{\varepsilon}_f - \mu$  の両方が非常に大きな温度依存性を示し、 $T=0$  では、強いポーラロンの極限の値を取っている。次に、 $\Delta_f(\varepsilon)$  の正確な  $\varepsilon$  依存性を考慮した場合 (Case II) について調べる。この場合の  $\Delta_f(\varepsilon)$  と  $\tilde{\varepsilon}_f - \mu$  の温度変化が、図3と4に破線を示してある。ポーラロン

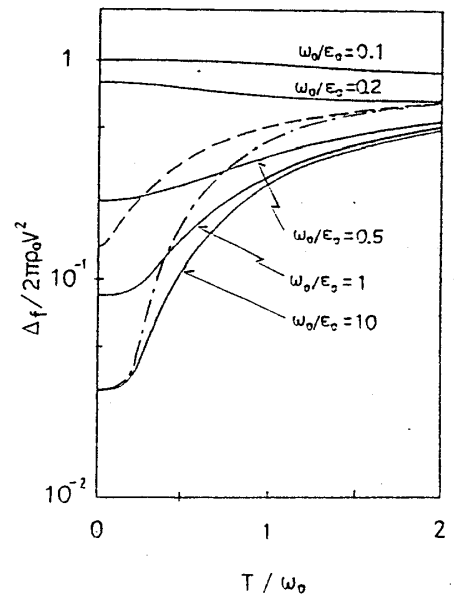


図 3

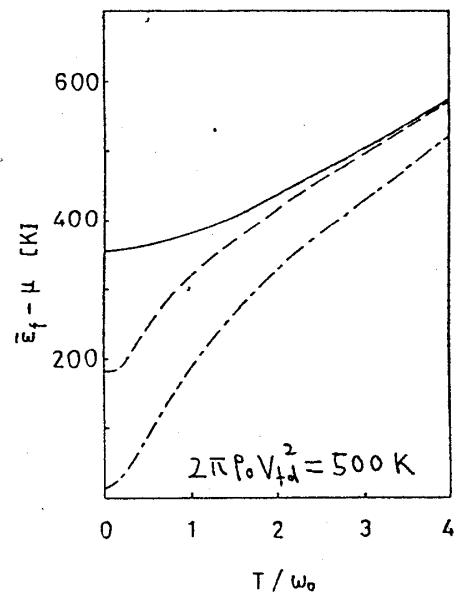


図 4

効果のない場合の  $\bar{\epsilon}_T - \mu$  の温度変化が、図4に実線が示してある。これらは、ポーラロン効果の温度依存性が、極めて顕著であることを示している。

以上の様に、 $f$ -レベル中に及ぼすポーラロン効果の温度依存性を調べ、その温度依存性が非常に重要であることが分った。従って、 $f$ -レベル中、或いは、 $f$  電子の状態密度の温度変化が直接観測されれば、ポーラロン効果に対するは、よりとした証拠となりうるが、今の所、そのような報告はなされていないようである。しかし、ポーラロン効果の強い温度依存性は、 $\Delta_f$  だけでなく、 $\bar{\epsilon}_T - \mu$  の温度依存性からも知ることが出来る。 $\bar{\epsilon}_T - \mu$  の温度依存性は種々の物理量を通して観測されるはずである。ここでは、そのような例として、比熱と陰イオンの自乗平均変位  $\bar{u}_s^2$  についての主な結果だけを述べる。

Case II の値を使って計算した比熱の結果が図5に示されている。このような比熱のは、よりした構造(急な  $T$ -linear の増加があり、一度小さくなって、それから緩やかに増加する)は、 $f$ -レベル中の強い温度依存性( $T \sim \omega_0$  の辺りで温度が上がると急に増加する)に、直接関係したものである。即ち、ポーラロン効果の強い温度依存性を示すものと見なされる。

次に陰イオンの自乗平均変位  $\bar{u}_s^2$  が、 $T=0$  の場合に、 $\bar{\epsilon}_T - \mu / \omega_0$  の関数として、図6に示されている。図7は、有限温度での結果である。破線が、Case II の値を使った結果であり、点線は、フォノンだけによる寄与(即ち、 $V=0$ )、実線は、強いポーラロンの極限( $\omega_0 / (\bar{\epsilon}_T - \mu) \gg 1$ ) の場合である。この場合も、ポーラロン効果の温度依存性が顕著である。

ポーラロン効果は、 $\omega_0 > \epsilon_0$  と  $T \sim \omega_0$  の両条件が満足される時にのみ大きく、強い温度依存性を示す。そのような、温度依存性を観測する可能性としては、比熱と陰イオンの自乗平均変位などが、有望であると思われる。

#### References

- 1) Y. Kuroda and K. H. Bennemann, Phys. Rev. B **23**, 4114 (1981)
- 2) K. Baba, J. Phys. Soc. Jpn., **53** (1983) No.2

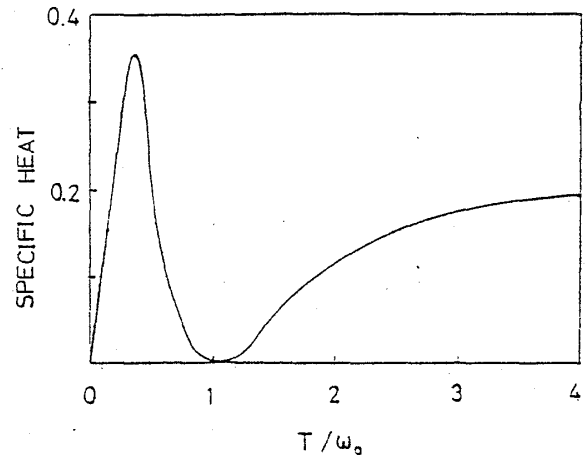


図 5

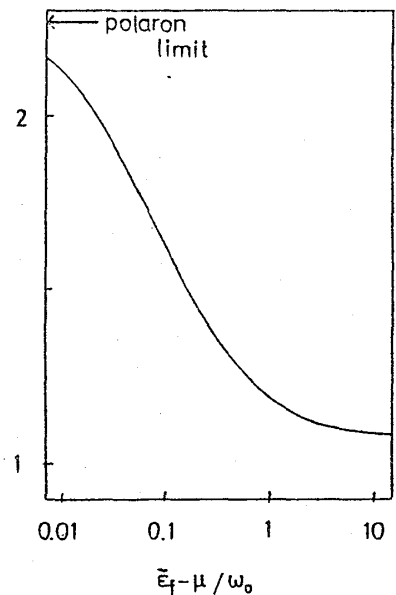


図 6

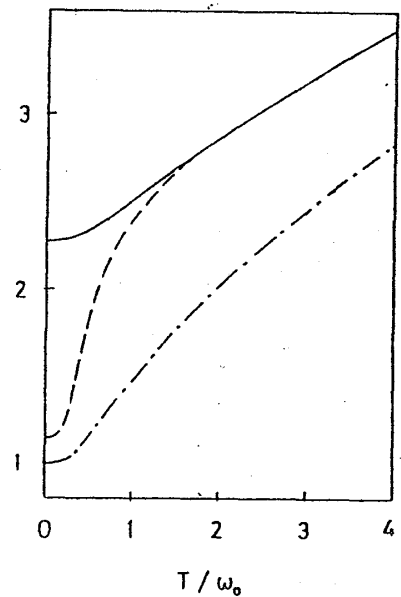


図 7